



TITLE:

# 傾斜対流実験で得られたカオスへの遷移(乱流の発生と統計法則)

AUTHOR(S):

野沢, 徹; 酒井, 敏; 余田, 成男

---

CITATION:

野沢, 徹 ...[et al]. 傾斜対流実験で得られたカオスへの遷移(乱流の発生と統計法則). 数理解析研究所講究録 1992, 800: 118-128

ISSUE DATE:

1992-08

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/82840>

RIGHT:

## 傾斜対流実験で得られたカオスへの遷移

京都大学理学部地球物理学教室 野沢 徹 (Toru Nozawa)  
京都大学教養部地学教室 酒井 敏 (Satoshi Sakai)  
京都大学理学部地球物理学教室 余田 成男 (Shigeo Yoden)

### 1. はじめに

地球をはじめとする惑星大気の全球規模での運動 — 大気大循環<sup>1)</sup> — は、太陽放射などの加熱によって生じる温度の不均一をならそうとする対流運動である。地球大気の場合、赤道域での正味加熱、極域での正味冷却という自転軸に関して軸対称な加熱場に対して、「ジェット気流の蛇行」や「高気圧・低気圧の東西列」という経度方向に構造をもった運動形態が卓越し、熱を赤道域から極域へと輸送している。惑星の自転がある閾値より大きければ、赤道域で上昇し極域で下降する軸対称な鉛直対流が傾圧不安定となり、非軸対称な熱輸送形態 — 傾斜対流 — が出現することとなる。

この大気大循環の基本的特徴である「回転系での水平加熱差に起因する対流運動」の力学を調べるために、回転水槽を用いた傾斜対流実験がこれまで数多く行なわれてきた<sup>2),3),4)</sup>。同軸の二重円筒間に実験流体を入れ、外円筒を加熱、内円筒を冷却して水平加熱差を与える。円筒軸を中心に回転させた時、加熱差や回転角速度、流体の物性などに依存して、さまざまな対流運動が出現する。回転軸対称な境界条件の下で得られる流れのパターンには、大きく分けて、定常軸対称流、方位角方向に構造を持つ規則的波動、および時間的空間的に乱れた不規則波動の3つがある。規則的波動は、さらに、一定の振幅・波形で方位角方向に移動していく定常波動と、波の振幅や形が周期的に変化しながら移動するヴァシレーションに分けられる。加熱差を一定にして、系の回転角速度を徐々に増加させたとき、流れは定常軸対称流から定常波動、ヴァシレーションを経て、不規則波動へと遷移してゆく<sup>5),6)</sup>。最近の研究では<sup>6),7),8)</sup>、規則的波動に関する精度の高い測定と高分解能数値モデルを組み合わせた定量的な議論が行なわれるようになってきた。

1970年代後半から80年代にかけて、このような規則的な流れから不規則(カオス的)な流れへの遷移がさまざまな流体系で詳細に調べられた<sup>9)</sup>。とくにレイリー・ベナール対流の実験は、機械的ノイズが入りにくく高精度の測定が可能であるため、盛んに行なわれてきた<sup>10)</sup>。Gollub and Benson<sup>11)</sup>は、不規則な流れに至る道筋が実験容器の縦横比や流体の物性等に依存していくつも存在することを示した。彼らは、準周期変動からカオス化する場合や周期変動から周期倍分岐を経てカオス化する場合など4つの道筋を得た。こういったカオス流への道筋は、非線形力学系におけるストレンジ・アトラクタの構造と対比して詳細に調べられている<sup>12),13)</sup>。レイリー・ベナール対流の時系列データからストレンジ・アトラクタの相関次元<sup>14)</sup>やリアプノフ指数<sup>15)</sup>が求められ、カオスへの遷移に関する議論が行なわれている。

本研究では、回転水槽を用いた傾斜対流実験で、定常波動から不規則波動への遷移過程を調べる。とくに準周期変動であるヴァシレーションから不規則変動への遷移に注目する。データレコーダを回転台に固定して実験流体中の温度を長時間測定し記録する。得られた時系列データのスペクトル解析とフラクタル次元解析により、変動の規則性と不規則性を調べる。我々の実験で得られたカオスへの道筋がレイリー・ベナール対流実験で得られた

道筋のどれかと対応するのか、または、それ以外の道筋であるのか議論する。

## 2. 実験装置

実験装置の概要を図1に示す。二重円筒の実験槽の内半径は3.50cm、外半径は7.35cmであり、約6cmの深さまで作業流体を入れることが可能である。内側の冷却部はアルミニウムの丸棒で、これを直接サーモモジュールで冷却する。外側の加熱部は温水であり、ゴム皮膜されたヒーターによって直接加熱する。一様の温度に保つためにこの温水をポンプで循環させる。ヒーターの電圧は0～100Vの範囲で設定できる。内外壁間の温度差はヒーター電圧だけでなく実験室内の状態(主に気温)や流れの状態にも依存している。内壁および外壁の温度はサーミスタまたは自作の電子温度計で測定し温度差を求める。また、回転台の回転数は5～50rpmの範囲で設定できる。

作業流体として水を使用した。図1に示した8個のサーミスタで流体中の温度、加熱部、冷却部の温度および気温を測定した。サーミスタの測定精度は0.01K、レスポンスタイムは1秒以内である。流体中のサーミスタ2～6は、そのすべてが水面下約2.5cmの位置にくるように設置した。但し、一部の実験では別のサーミスタ配列(図1の点線上で等間隔に8個並べる)を用いた。1秒毎に約3時間測定を行ない、そのデータは、回転台に固定したデータレコーダに記録した。実験開始時の非定常状態を除くために、1時間以上の時間をかけて加熱部・冷却部を立ちあげ、さらに実験パラメータを固定してから30分以上経過した後測定を開始した。また、アルミニウムの粉で表面での流れを可視化し、回転台に固定したビデオカメラで録画した。

## 3. 実験結果

### 3.1 実験の概要

今回報告する実験で設定した実験パラメータ(水深、ヒーター電圧、回転角速度)は表1の通りである。表1には、それぞれの実験で得られたサーミスタ6での時間平均温度 $\bar{T}_6$ と内・外円筒間の温度差 $\Delta T$ 、さらに、この値を用いて求めた無次元数、熱ロスビー数( $Ro_T$ )およびテイラー数( $Ta$ )が示されている。これらの無次元数は次で定義される。

$$Ro_T = \frac{gd\alpha\Delta T}{\Omega^2(b-a)^2} \quad (1)$$

$$Ta = \frac{4\Omega^2(b-a)^4}{\nu^2} \cdot \frac{b-a}{d} \quad (2)$$

ここで、 $a$ は実験槽の内半径、 $b$ は外半径、 $d$ は流体層の深さ、 $\alpha$ は流体の体膨張率、 $\nu$ は流体の動粘性係数、 $\Omega$ は回転角速度、 $g$ は重力加速度である。流体と装置が同一のものであれば、出現する流れのパターンはこれらの無次元数に依存することが知られている。ビデオ画像をもとに今回の実験で得られた流れのレジームを決定し、Hide and Mason<sup>3)</sup>のレジームダイアグラムに記入したものを図2に示す。図中の●は定常波動、▲はヴァシレーション(波の形が周期的に変化するもの)、×は不規則波動をそれぞれ表している。各実験での卓越波数 $n$ は#1では3、#2では4、#3～#7では5であり、#8と#9では5あるいは6(不規則波動では時刻によって卓越波数が変化した)であった。今回の実験では彼らの結果よりも大きなテイラー数で不規則波動が出現している。

以下の解析ではとくに#4、#6、#7、#8の各実験に着目し、それぞれを実験(a)、(b)、(c)、(d)と呼ぶことにする。(a)～(d)の各実験においてサーミスタ6で測定した温度の時系

列  $T_6(t)$  を図3に示す。定常波動 (a) から不規則波動 (d) へと流れが乱れていくのがわかる。(b) と (c) は両方ともヴァシレーションであるが、(c) の方が乱れている。温度の変動幅は (a) から (d) へと大きくなっている。もっとも、 $\Delta T$  もそれぞれ異なっている (表1) ので、この結果だけから乱れの程度と温度変動幅が関連づけられる訳ではない。

### 3.2 スペクトル解析

まず、現象の周期性について解析する。図3に示した各時系列データのパワースペクトルを図4に示す。縦軸の  $G(\omega)$  はパワースペクトル密度関数を表している。定常波動 (a) では卓越角周波数 ( $\omega_d = 5.52 \times 10^{-2}$  rad/sec) とその高周波成分 ( $2\omega_d, 3\omega_d, \dots$ ) が見てとれる。水槽に固定されたサーミスタで温度測定をしているので、この卓越周期 ( $2\pi/\omega_d = 1.13 \times 10^2$  sec) は卓越する波の1波長が通過する時間に対応している。ヴァシレーション (b)、(c) では  $\omega_d$  より低周波数側に新たな周波数成分  $\omega_v$  が加わり、 $\omega_d \pm \omega_v, 2\omega_d \pm \omega_v, 3\omega_d \pm \omega_v, \dots$  などの角周波数にもピークが出現している。特に (c) の高周波数域では、 $\omega_d$  の高周波成分よりも  $3\omega_d + \omega_v, 4\omega_d - \omega_v$  などの成分の方が大きなパワーを持っている。不規則波動 (d) ではノイズレベルが上がり、かろうじて卓越角周波数 ( $\omega_d$ ) および  $\omega_v$  のピークが認められる程度である。 $\omega > 0.2$  rad/sec の高周波数域では、 $G(\omega) \propto \omega^{-4}$  に近いスペクトル分布となっている。Buzyna et al.<sup>5)</sup> の実験においても不規則波動域で  $\omega^{-4}$  のスペクトル分布が得られている。彼らはこの分布がテイラー数や熱ロスビー数にそれほど依存しないことを報告している。

次に卓越角周波数の外部パラメータ依存性について試みる。図5は卓越角周波数  $\omega_d$  (丸印) およびヴァシレーションの角周波数  $\omega_v$  (四角印) とテイラー数との関係を示す。卓越波数が同じところでは、ほぼ、テイラー数が大きくなるにつれて  $\omega_d$  は小さくなっている。一方、 $\omega_v$  の方は、定常波動からヴァシレーションに移った直後には、 $\omega_d$  に比べて小さな値 ( $\omega_v/\omega_d \sim 0.15$ ) をとる。つまり、波形が1周期変化する間に、卓越する波は6波長以上の距離を進行している。テイラー数が増すとともに  $\omega_v$  は小さな値から少しずつ大きくなっており、不規則波動 (d) では  $\omega_d$  の2分の1にまでなっている。ヴァシレーションのレジームでは  $\omega_d$  と  $\omega_v$  は非通約であり、準周期変動となっている。

### 3.3 フラクタル次元

次に、現象の乱れの程度について解析する。図6は実験 (a)~(d) におけるサーミスタ6の温度  $T_6(t)$  と10秒 ( $=\tau$ ) 遅れの温度  $T_6(t+\tau)$  の相図 ( $T_6(t) - T_6(t+\tau)$  プロット) である。定常波動 (a) では、相空間内の軌道は有限の太さを持った“閉曲線”となっている。ヴァシレーション (b)、(c) では“閉曲線”の太さが増し、不規則波動 (d) ではかなりばらけた構造をしている。

ここで、時間遅れを用いて温度時系列を  $d$  次元相空間内に埋め込み、アトラクタを再構成してフラクタル次元 (相関次元) を求めてみる<sup>16)</sup>。図7は埋め込み次元  $d=7$  における2体相関関数の積分 (correlation integral)  $C(r)$  を両対数グラフで示す。 $C(r)$  は次で与えられる。

$$C(r) = \frac{1}{N^2} \sum_{i \neq j} H(r - \|\mathbf{T}_i - \mathbf{T}_j\|) \quad (3)$$

ここで、 $N$  はデータ点の総数、 $H(z)$  はヘビサイド関数 ( $z \geq 0$  なら  $H(z) = 1$ 、 $z < 0$  なら  $H(z) = 0$ )、 $\mathbf{T}_i$  は  $d$  次元ベクトル ( $T_6(i\Delta t), T_6(i\Delta t + \tau), \dots, T_6(i\Delta t + (d-1)\tau)$ ) である。

また、ノルム  $\|T_i - T_j\|$  は次式で定義する。

$$\|T_i - T_j\| = \sum_{k=0}^{d-1} |T_6(i\Delta t + k\tau) - T_6(j\Delta t + k\tau)| \quad (4)$$

記号 ●、▲、■ はそれぞれサーミスタ 3、5、6 の温度時系列データから求めた結果である。定常波動 (a) では、 $C(r)$  はおよそ  $1 < r < 10$  の範囲で一定の勾配を与える。ヴァシレーション (b)、(c) においても  $C(r)$  は  $r \sim 10$  付近で一定の勾配を持っており、その直線区間の幅は (a) よりも狭くなっている。しかしながら、定常波動 (a) とヴァシレーション (b)、(c) とを区別する大きな特徴は見られない。不規則波動 (d) では  $C(r)$  の直線区間が不明瞭になっているが、 $r \sim 1$ 、 $10$  付近で 2 つの回帰直線部分を考えることができる。実験 (a)～(c) についてあるフィルターをかけた温度時系列データから求めた結果を図 7 の白抜きの記号で示す。使用したフィルターは、定常波動 (a) については卓越角周波数とその高調波成分  $k\omega_d$  ( $k \geq 1$ ) のみを、ヴァシレーション (b)、(c) については  $k\omega_d$  とヴァシレーションの角周波数成分  $\omega_v$ 、および  $k\omega_d \pm \omega_v$  成分のみを透過する。定常波動 (a) では、 $C(r)$  はおよそ  $r < 10$  の範囲で一定の勾配を与える。ヴァシレーション (b)、(c) では、 $C(r)$  は  $r \sim 1$  および  $10$  付近でそれぞれ一定の勾配を持った直線区間となっている。我々の得た実験データでは、定常波動 (a) とヴァシレーション (b)、(c) との間の  $C(r)$  の構造の違いは、特別なフィルターをかけてはじめて見い出される。

フラクタル次元 (相関次元)  $\nu$  は  $C(r)$  のある有限区間での回帰直線の傾きから次のように決定できる。

$$\nu \sim \frac{\log C(r)}{\log r} \quad (5)$$

図 8 は図 7 に示した 2 体相関関数の積分の傾きを示す。傾きは隣接した 2 点間にとっており、サーミスタ 3、5、6 の温度時系列から求めた結果を平均している。実線はもとの温度時系列データから求めた結果である。 $r \sim 10$  付近では、 $C(r)$  の傾きは実験 (a) から (d) についてほぼ等しく、 $\nu$  は 1 に近い。特に定常波動 (a) では、 $2 < r < 10$  の範囲で傾きが一定である。不規則波動 (d) では  $r \sim 1$  付近にも  $C(r)$  の傾きがほぼ一定の区間が存在する。これは (a)～(c) には見られない特徴である。特別なフィルターをかけた温度時系列データから求めた結果 (点線) では、定常波動 (a) とヴァシレーション (b)、(c) との違いがはっきりと見てとれる。定常波動 (a) では  $r < 10$  で傾きが一定であるのに対して、ヴァシレーション (b)、(c) では  $r \sim 1$  付近と  $r \sim 10$  付近でそれぞれ傾き一定の区間が存在しており、 $\nu$  は  $r \sim 1$  付近では 1 に、 $r \sim 10$  付近では 2 に近い。

図 9 は、もとの温度時系列データから、 $d = 2 \sim 7$  の埋め込み次元に対して求めた相関次元を示す。回帰直線の区間は各サーミスタごとに  $C(r)$  (図 7) とその傾き (図 8) をもとにして主観的に決定している。図 9 に示したのは、サーミスタ 3、5、6 から求めた相関次元を平均したものである。記号 ○、△、□、☆ はそれぞれ実験 (a)、(b)、(c)、(d) の  $r \sim 10$  付近での推定値を示す。その値は埋め込み次元  $d$  を増すとともにほぼ一定値に収束している。定常波動 (a) では、 $\nu \sim 1.18$  であり、(b) から (d) へと少しずつ  $\nu$  の値が大きくなっている。また、★ は実験 (d) の  $r \sim 1$  付近での推定値を示す。やはり  $d$  とともに収束し、 $\nu \sim 3.22$  という相関次元を与える。

#### 4. 考察

フラクタル次元解析の解析結果について考察する。相空間内では解析的な周期変動は 1 本の閉曲線で表される。ところが実験で得られた周期変動では閉曲線に何らかの揺らぎが

重なるために有限の太さを持った“閉曲線”となる(図6(a))。ここでいう揺らぎとは、測定精度よりも大きくレスポンスタイムよりも十分長い、測定されている揺らぎである。したがってこのアトラクタを全体の大きさ程度のスケールで見れば閉曲線を見ていることになるが、“線”の太さ程度のスケールでは揺らぎの構造を見ていることになる。また、図7、8において用いたフィルターをかけた温度時系列データはこの揺らぎを除去した温度時系列データとなっている。もとの温度時系列データから求めた  $C(r)$  (図7(a)) とその傾き(図8(a)) が  $r \leq 1$  のスケールでフィルターをかけた温度時系列データから求めた結果とずれているのは、このスケールで揺らぎの影響が大きくなっているためであると考えられる。同じことはヴァシレーション(b)、(c)についてもいえる。トーラスの環の太さと揺らぎのスケールがほぼ等しいためにトーラスの環状構造が不明確になり、 $r \sim 10$  のスケールの粗視化により周期変動だけが抽出されたと考えられる。このことは、スペクトル図(図4)においてヴァシレーションのパワーと揺らぎのパワーとがほぼ同程度であることからわかる。不規則波動(d)についても  $r \sim 1$  のスケールで揺らぎの影響を受けていることが予想される。ところが、このスケールでは  $C(r)$  の傾きがほぼ一定となっており、定常波動(a)やヴァシレーション(b)、(c)とは異なった性質を示している。すなわち、不規則波動(d)では  $r \sim 1$  のスケールで  $\nu \sim 3.22$  を与える新たな構造が出現したと考えられる。

フラクタル次元解析をもとに乱流への遷移過程を考えてみる。図7、8において、もとの温度時系列データから求めた結果とフィルターをかけた温度時系列データから求めた結果とがずれはじめる位置は、実験(a)から(c)へと  $r$  の大きい方向へ移動している。これは揺らぎのスケールが大きくなるためであり、図6では“閉曲線”の広がりとして現れている。スペクトルについていえば、このことはノイズレベルが上がることに対応しており、図4からも確認される。ところが、ヴァシレーションから不規則波動への遷移は、 $r \sim 1$  付近でのフラクタル構造( $\nu \sim 3.22$ )の出現で特徴づけられる。すなわち、乱流への遷移過程は定常波動状態の時に存在していた揺らぎが成長し、新たな自己相似構造をもつことで乱流化すると考えられる。

今回の解析結果をもとに、レーリー・ベナール対流で得られたカオスへの道筋との対比を考える。温度時系列(図3)およびスペクトル(図4)より、定常波動から不規則波動への遷移は周期倍分岐や間欠性カオスではなく、準周期変動を経てカオス化すると考えられる。しかし、レーリー・ベナール対流実験で得られた道筋(フェイズロッキング、または3周期の準周期変動)とは異なっており、フラクタル次元解析で見た揺らぎの成長が鍵となっている。

## 5. まとめ

水平加熱差を与える回転水槽を用いて傾斜対流実験を行ない、定常波動から不規則波動(カオス)への遷移について調べた。我々の行なった実験パラメータ領域では定常波動からまず波形が周期変化するヴァシレーションが現れ、やがて不規則波動へと遷移していく。ヴァシレーションのレジームでは、テイラー数が大きくなるにつれて卓越角周波数  $\omega_d$  は小さくなり、ヴァシレーションの角周波数  $\omega_v$  は大きくなっている。カオス化した段階では、両者の比が2:1程度になっている。遷移の起こる前の段階では、高周波数域において  $k\omega_d \pm \omega_v$  ( $k \geq 3$ ) のスペクトル成分の方が  $\omega_d$  の高周波成分  $k\omega_d$  よりも大きなパワーをもっている。フラクタル次元解析では、揺らぎの存在のために定常波動とヴァシレーションとを区別できない。しかし、これらと不規則波動との間には、揺らぎのスケールでのフラクタル構造の有無という差異が見られる。不規則波動への遷移は定常波動状態の時から存在していた揺らぎが成長して新たな自己相似構造をもつことによると考えられる。

## 参考文献

- (1) 岸保 勸三郎・田中 正之・時岡 達志: 大気科学講座 4 大気の大循環 (東京大学出版会、1982)。
- (2) 瓜生 道也: 回転水槽実験のはなし、天気 **20** (1973) 323-333。
- (3) R. Hide and P. J. Mason: Sloping convection in a rotating fluid, Adv. in. Phys. **24** (1975) 47-100.
- (4) 瓜生 道也: 回転水槽に現れる流れの構造とその安定性、日本物理学会誌 **32** (1977) 642-648。
- (5) G. Buzyna, R. L. Pfeffer and R. Kung: Transition to geostrophic turbulence in a rotating differentially heated annulus of fluid, J. Fluid Mech. **145** (1984) 377-403.
- (6) P. Hignett, A. A. White, R. D. Carter, W. D. N. Jackson and R. M. Small: A comparison of laboratory measurements and numerical simulations of baroclinic wave flows in a rotating cylindrical annulus, Quart. J. R. Met. Soc. **111** (1985) 131-154.
- (7) K. Ukaji and K. Tamaki: A comparison of laboratory experiments and numerical simulations of steady baroclinic waves produced in a differentially heated rotating fluid annulus, J. Meteor. Soc. Japan **67** (1989) 359-374.
- (8) K. Ukaji and K. Tamaki: A numerical study of tilted-trough vacillation observed in a differentially heated rotating fluid annulus, J. Meteor. Soc. Japan **68** (1990) 447-460.
- (9) H. L. Swinney and J. P. Gollub: *Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence*, Topics in Applied Physics Vol.45 (Springer-Verlag, 1981).
- (10) 佐野 雅己・沢田 康次: 熱対流系のカオスと乱流、数理科学 **233** (1982) 51-61。
- (11) J. P. Gollub and S. V. Benson: Many routes to turbulent convection, J. Fluid Mech. **100** (1980) 449-470.
- (12) 高安 秀樹 編著: フラクタル科学 (朝倉書店、1987)。
- (13) 山田 道夫・大木谷 耕司: 乱流とカオス、数理科学 **311** (1989) 50-55。
- (14) B. Malraison, P. Atten, P. Berge and M. Dubois: Dimension of strange attractors : an experimental determination for the chaotic regime of two convective systems, J. de Phys. Lett. **44** (1983) 897-902.
- (15) M. Sano and Y. Sawada: Measurement of the Lyapunov spectrum from a chaotic time series, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1082-1085.
- (16) P. Grassberger and I. Procaccia: Measuring the strangeness of strange attractors, Physica **9D** (1983) 189-208.

表 1: 実験の概要。実験番号、実験パラメータ (水深、ヒーター電圧、回転角速度)、および実験で得られた流体槽中央での時間平均温度、内外円筒間の温度差、熱ロスビー数、テイラー数、卓越波数。#5 と #9 では等間隔のサーミスタ配列を用いた。水平温度差の欄で\*印は自作の電子温度計で測定した値を示す。

実験 #	水深 (cm)	ヒーター電圧 (V)	回転角速度 (rad/s)	平均温度 (K)	水平温度差 (K)	熱ロスビー数	テイラー数	卓越波数
1	4.9	85	$8.45 \times 10^{-1}$	22.6	14. *	1.94	$3.63 \times 10^6$	3
2	4.9	85	$8.41 \times 10^{-1}$	21.4	14. *	1.38	$5.09 \times 10^6$	4
3	5.0	70	1.75	20.8	15.5	$3.51 \times 10^{-1}$	$2.07 \times 10^7$	5
4(a)	5.8	72	2.54	21.1	15.7	$1.96 \times 10^{-1}$	$3.76 \times 10^7$	5
5	5.2	74	2.67	21.8	17. *	$1.92 \times 10^{-1}$	$4.93 \times 10^7$	5
6(b)	5.4	72	2.86	20.1	16.5	$1.51 \times 10^{-1}$	$5.13 \times 10^7$	5
7(c)	5.2	72	3.14	21.3	17.3	$1.27 \times 10^{-1}$	$6.42 \times 10^7$	5
8(d)	5.0	73	3.49	21.5	17.5	$9.97 \times 10^{-2}$	$8.24 \times 10^7$	5-6
9	5.0	73	3.81	22.2	16. *	$8.27 \times 10^{-2}$	$1.04 \times 10^8$	5-6

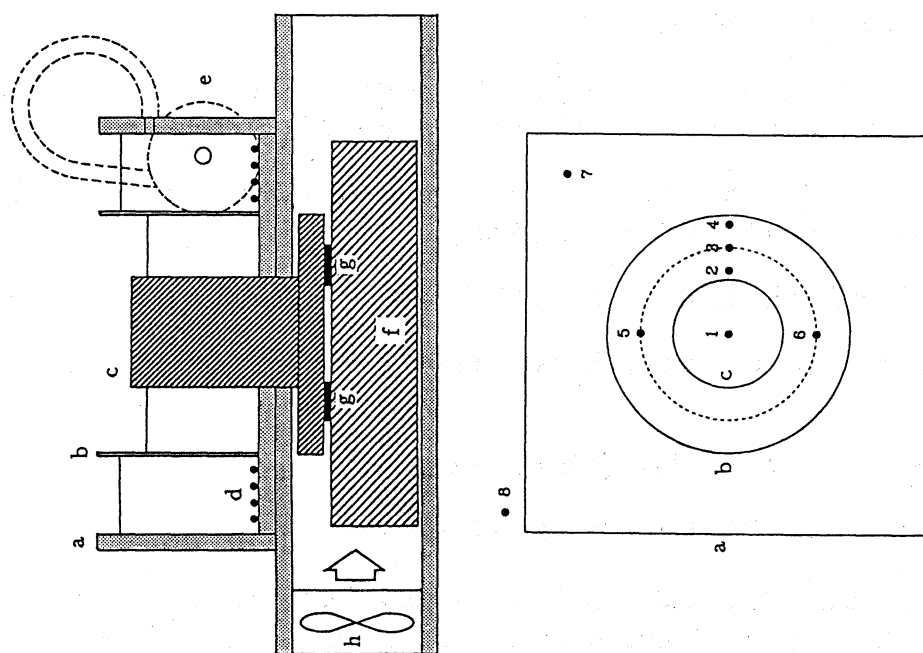


図 1. 上段: 実験装置の模式図。

a: 透明アクリル外壁 (正方形)、b: 円筒ガラス (内径 14.7cm)、c: アルミ棒 (直径 7cm)、  
d: ヒーター、e: 循環ポンプ、f: 放熱板、g: サーモモジュール、h: 冷却ファン。

下段: 水槽内のサーミスタの配置図。

a ~ c は上段と同じ。黒丸 1 ~ 8 がサーミスタの位置。



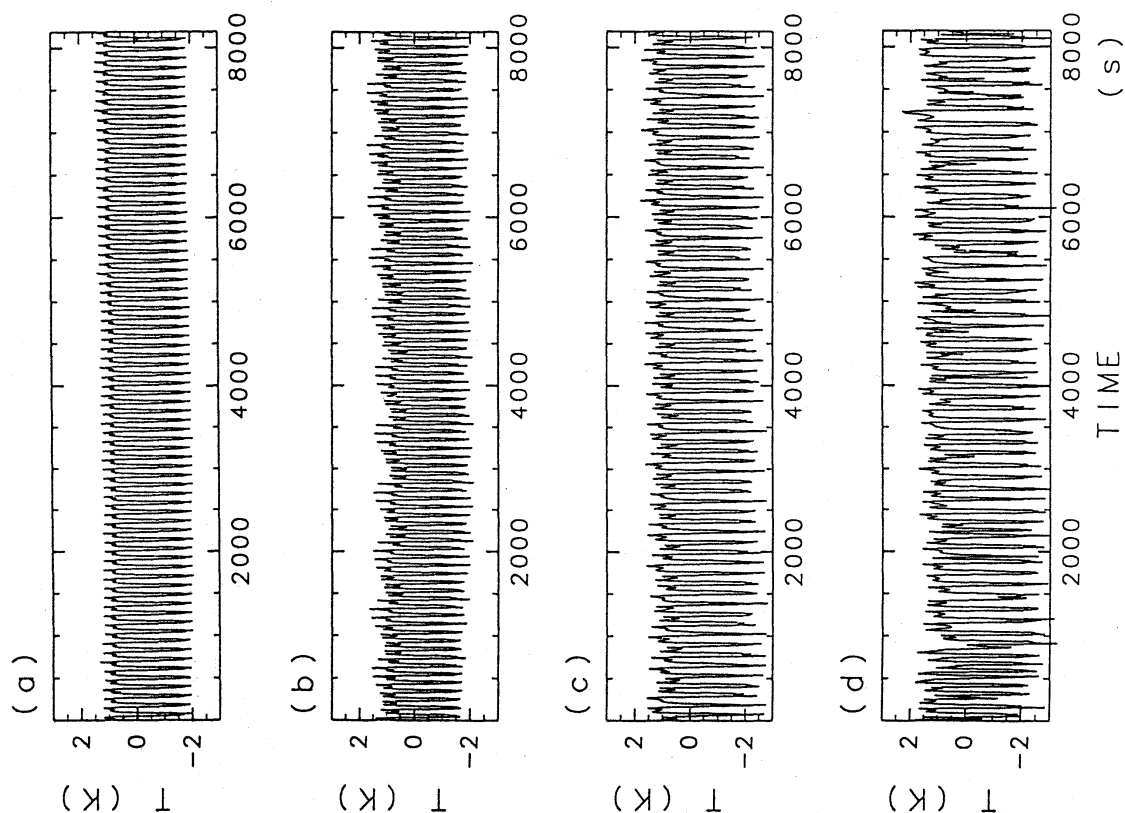


図3. 実験(a)~(d)で得られた温度(サーミスタ6)の時系列。平均値からのズレ成分。

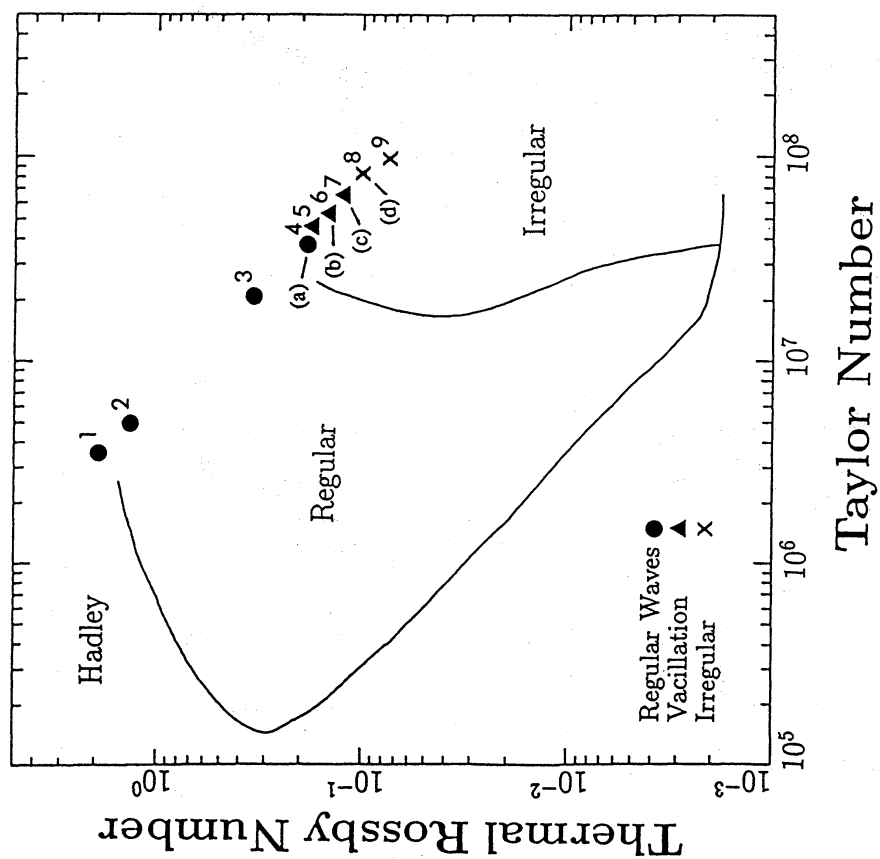


図2. 流れのレジームを  $Ta-Ro_T$  の無次元パラメータ空間に記入したレジームダイヤグラム。Hide and Mason<sup>3)</sup> の図に今回の実験結果を記入したもの。

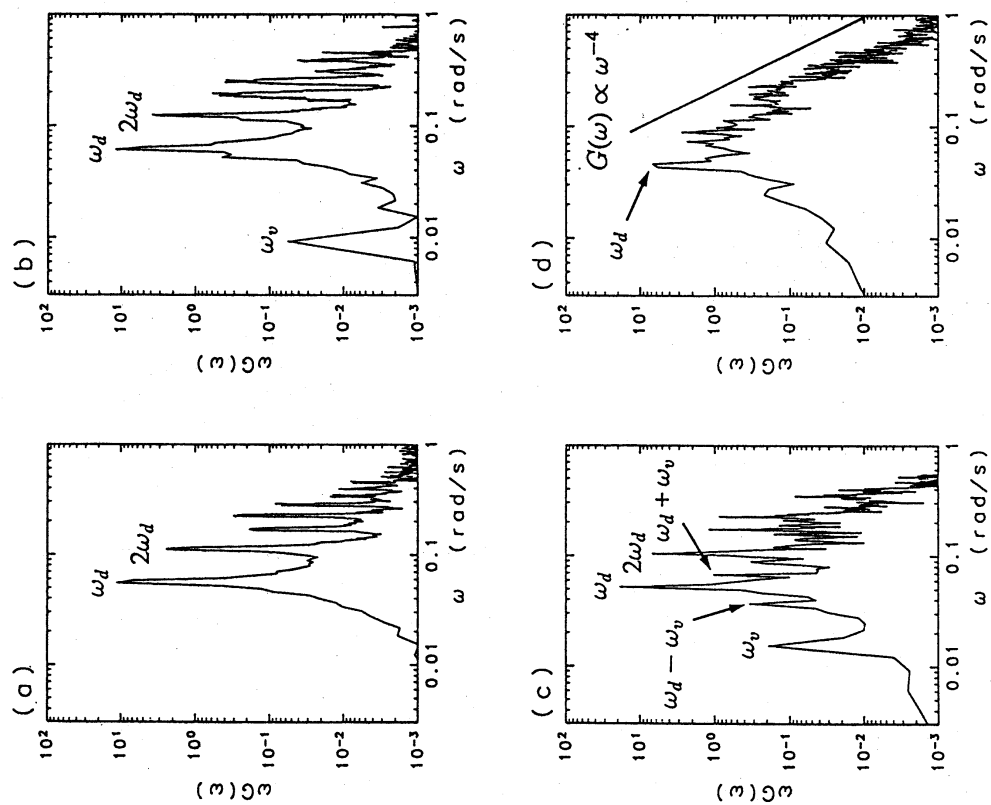


図4. 図3の温度時系列のパワースペクトル。

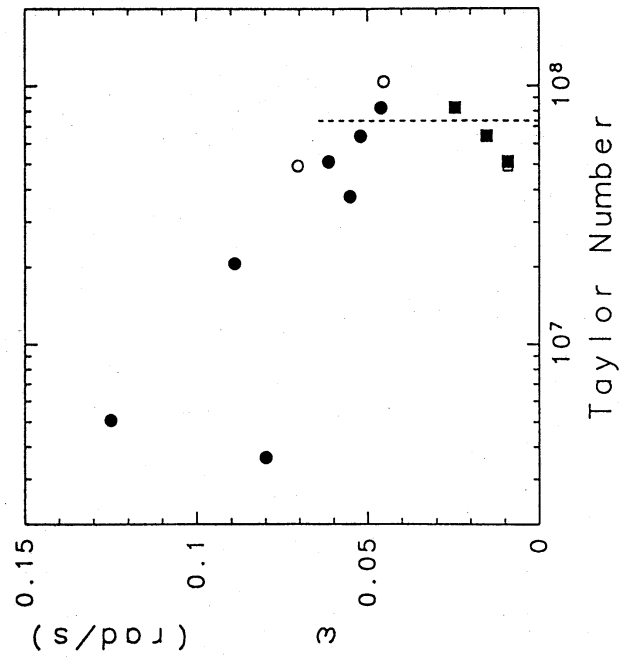


図5. 卓越角周波数 (丸印) およびガウスシミュレーションの角周波数 (四角印) のテイラー数依存性。白抜き印は等間隔のサーミスタ配置をした実験の結果。ガウスシミュレーションと不規則波動の境を点線で示す。

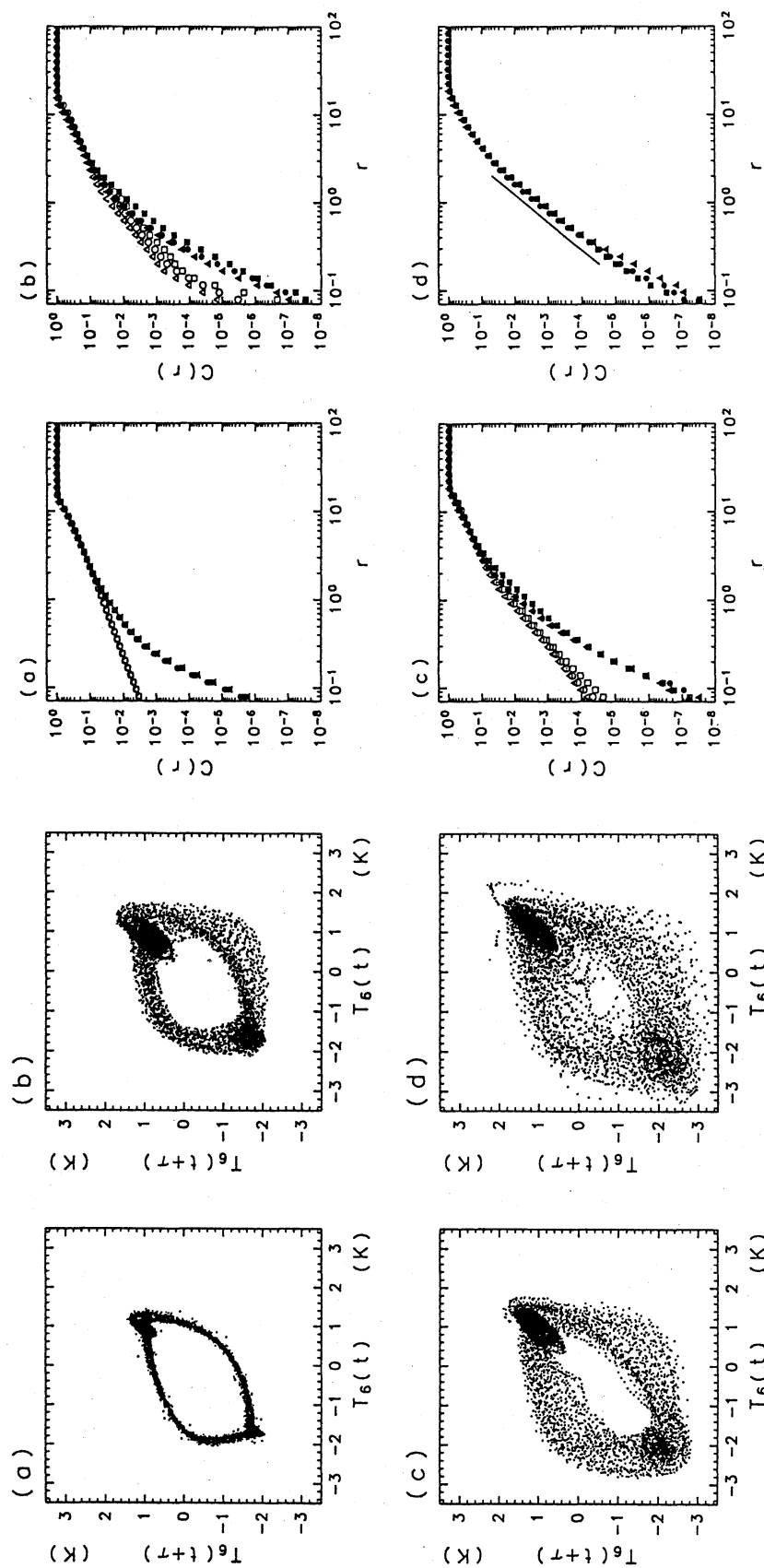


図6. 実験(a)~(d)におけるサーミスタ6の温度 $T_6(t)$ と10秒( $=\tau$ )遅れの温度 $T_6(t+\tau)$ の相図。

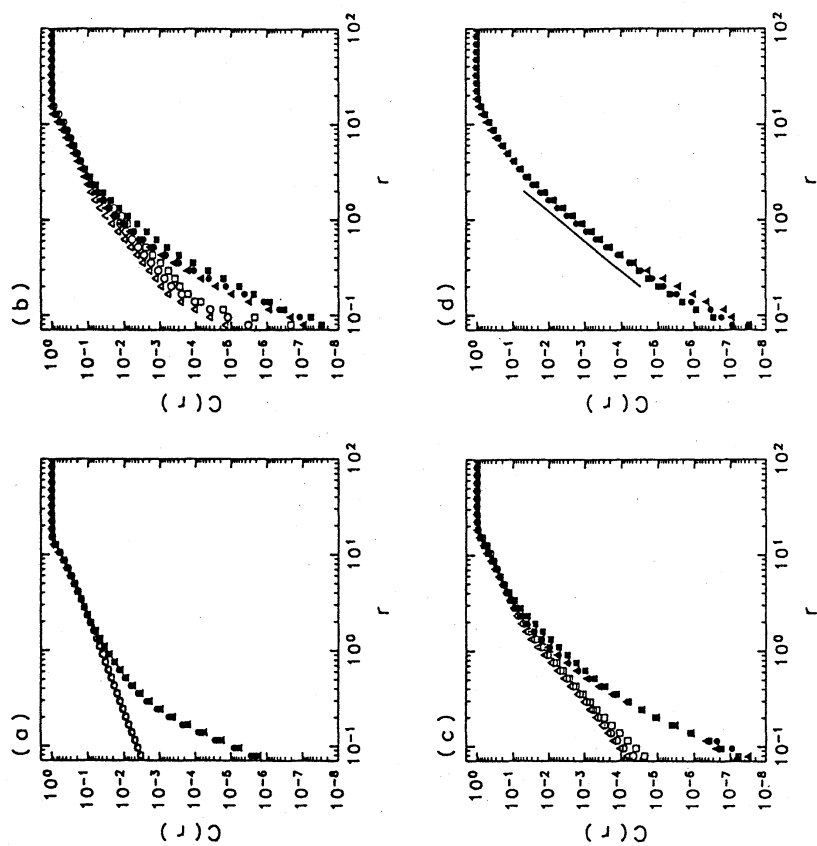


図7.  $d=7$ の埋め込み次元で実験(a)~(d)のアトラクタを構成して求めた2体相関関数の積分。埋め込みの方法としては時間遅れを用いる。 $\tau=10$ 秒。記号●、▲、■はそれぞれサーミスタ3、5、6の温度時系列から求めた結果を示す。白抜きの印はフィルターをかけた温度時系列から求めた結果である。

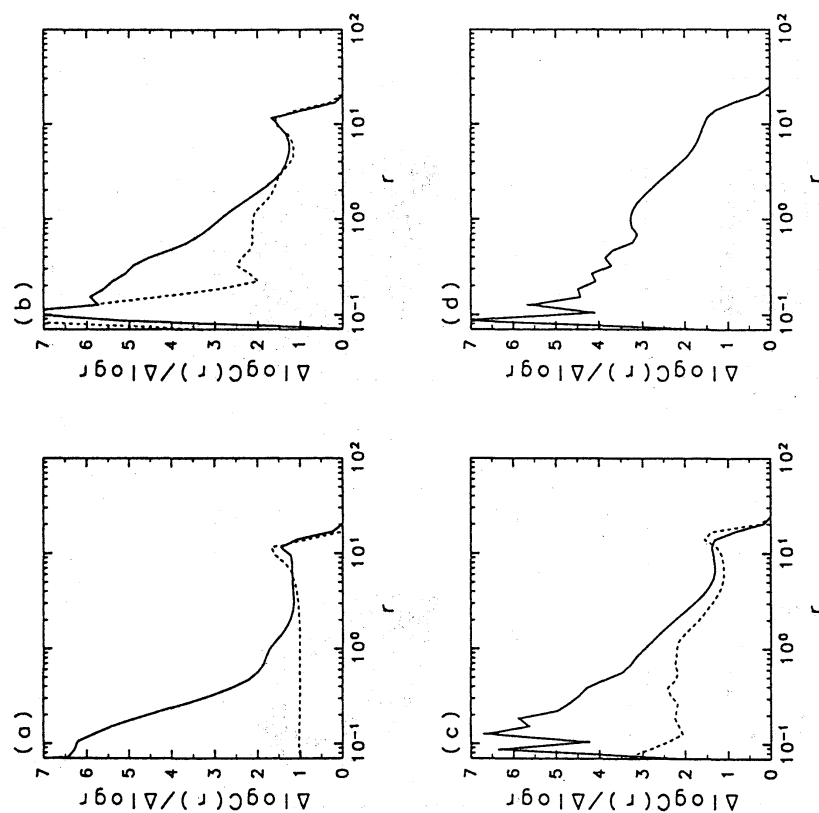


図8. 図7における2体相関関数の積分の傾き。サーミスタ3、5、6の温度時系列から求めた結果を平均している。実線、点線はそれぞれその温度時系列、フィルターをかけた温度時系列から求めた結果を示す。

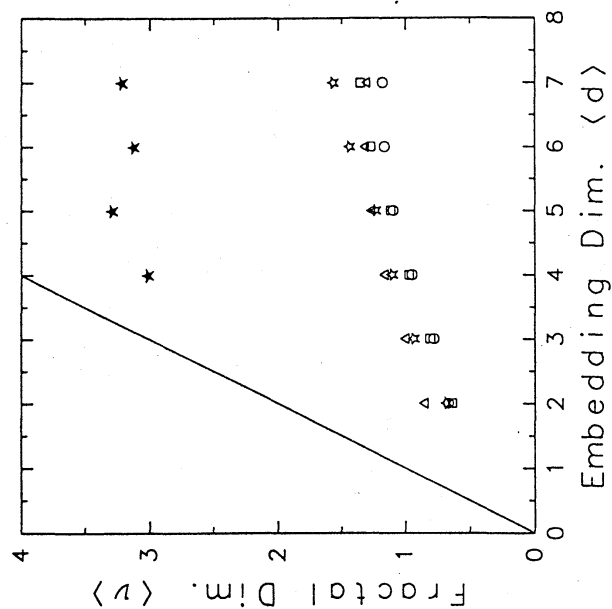


図9.  $d=2\sim 7$ の埋め込み次元で求めた実験(a)~(d)のフラクタル次元。記号○、△、□、☆はそれぞれ実験(a)、(b)、(c)、(d)の $r\sim 10$ 付近での推定値を、★は実験(d)の $r\sim 1$ 付近での推定値を示す。